также тесная связь между периодами пульсаций и блеском. Цефеиды Ш. з. с. в перспективе также надёжные индикаторы расстояний.

В нек-рых Ш. з. с. известны т. н. «голубые бродяги» — голубые звёзды, расположенные левее и выше точки поворота гл. последовательности. Их эволюц. положение пока непонятно: они занимают на диаграмме Герцшпрунга — Ресселла область, соответствующую более молодым и массивным (чем остальные звёзды Ш. з. с.) звёздам, к-рые в «нормальных» Ш. з. с. уже давно проэволюционировали. Эта загадка ещё ждёт разрешения.

В Большом Магеллановом Облаке (БМО) — спутнике нашей Галактики — и нек-рых др. галактиках обнаружены звёздные скопления, по внешнему виду и светимости очень похожие на Ш. з. с., а по звёздному составу — на рассеянные звёздные скопления молодого или промежуточного возраста. Эти системы имеют более голубой, чем Ш. з. с. Галактики, интегральный цвет. По-видимому, это «богатые» (массой порядка $10^4\ M_{\odot}$), но сравнительно молодые скопления с высокой металличностью, но не Ш. з. с., под к-рыми понимают старые системы с малым содержанием тяжёлых хим. элементов. Считается, что «голубые» скопления образуются в дисках галактик со слабо развитыми спиральными ветвями (т. е. при отсутствии сильной спиральной волны плотности, см. *Спиральные галактики*).

Лит.: Холопов П. Н., Звездные скопления, М., 1981; Звездные скопления, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Астрономия, т. 27, М., 1985.

А. С. Расторгуев.

ШВА́РЦШИЛЬДА ПРОСТРА́НСТВО-ВРЕ́МЯ — пространство-время вне массивного невращающегося тела в вакууме (тензор Риччи $R_{ik}=0$). Элемент длины ds определяется выражением

$$ds^2=\left(1-\frac{2GM}{c^2r}\right)c^2dt^2-\frac{dr^2}{1-\dfrac{2GM}{c^2r}}-r^2d\theta^2-$$
$$-r^2\sin^2\theta d\varphi^2, \qquad (1)$$

где r, θ, φ — сферические координаты с центром в центре массивного тела, M — масса тела. Это решение ур-ний Эйнштейна *общей теории относительности* было найдено К. Шварцшильдом (K. Schwarzschild, 1916). Величина $r_g=2GM/c^2$ наз. радиусом Шварцшильда или *гравитационным радиусом*. Ш. п.-в. является асимптотически плоским при $r\to\infty$ и обладает там правильной ньютоновской асимптотикой: $g_{00}=1+\frac{2\Phi}{c^2}$, где $\Phi=-\frac{GM}{r}$ — ньютоновский гравитационный потенциал.

На поверхности массивного тела метрика Ш. п.-в. (1) должна непрерывно сшиваться с метрикой, описывающей пространство-время внутри тела. При этом радиальная координата поверхности тела в Ш. п.-в. должна быть больше r_g, иначе равновесие тела невозможно. Ш. п.-в. имеет смысл и в отсутствие центрального тела. Тогда его можно аналитически продолжить под гравитационный радиус, в область $r<r_g$, используя др. системы отсчёта [Д. Финкельштейн (D. Finkelstein), 1958]. Поверхность $r=r_g$ является изотропной, так что все массивные или безмассовые частицы могут пересекать её только в одну сторону (из-за этого её также называют горизонтом). Если граничные условия при $r=r_g$ таковы, что частицы пересекают гравитационный радиус в сторону уменьшения r, то Ш. п.-в. описывает *чёрную дыру*, образовавшуюся в результате коллапса первоначально регулярного распределения материи (напр., звезды), и тогда поверхность $r=r_g$ является горизонтом событий. В противном случае Ш. п.-в. содержит *белую дыру*. В области под гравитационным радиусом частицы могут двигаться либо только в сторону уменьшения r в случае чёрной дыры, либо только в обратную сторону в случае белой дыры. Максимальное аналитическое продолжение Ш. п.-в. в отсутствие вещества [М. Крускал (M. Kruskal), 1960] содержит и чёрную, и белую дыры (внутри каждой из к-рых находится поверхность $r=0$), а также две несвязанные пространственные асимптотически-плоские бесконечности $r\to\infty$. Однако такое максимальное расширение Ш. п.-в. не является физическим в том смысле, что оно не может возникнуть как результат динамической эволюции регулярного распределения материи. Его тензор кривизны конечен и регулярен при $r\neq 0$. Две несвязанные поверхности $r=0$, на к-рых он расходится, есть 3-мерные пространственноподобные гиперповерхности. Поэтому нельзя сказать, что $r=0$ есть «центр» Ш. п.-в., в отличие от случая центрального тела с радиусом $r_0>r_g$.

Можно доказать, что Ш. п.-в. — единственное статическое вакуумное асимптотически-плоское решение ур-ний общей теории относительности. Ш. п.-в., описывающее чёрную дыру, устойчиво: малые возмущения метрики (1) общего вида затухают по степенному закону при $t\to\infty$ (показатель степени определяется мультипольностью возмущения). Гравитационная энергия связи тел массой $m\ll M$, двигающихся по устойчивым круговым орбитам в Ш. п.-в., может достигать $\approx 6\%$ от энергии покоя (С. А. Каплан, 1949). Частицы, падающие в чёрную дыру, достигают поверхности горизонта событий за конечное собственное время $\sim r_g/c$, но за бесконечный интервал времени t с точки зрения любого внеш. наблюдателя, не падающего в чёрную дыру. Это утверждение остаётся верным и в случае нестационарной чёрной дыры, масса к-рой растёт из-за поглощения (*аккреции*) ею окружающего вещества [при этом, однако, следует помнить, что в случае аккреции на чёрную дыру радиус поверхности горизонта событий $r_h(t)$ всегда несколько больше текущего гравитационного радиуса $r_g(t)$]. После пересечения горизонта событий частицы достигают сингулярности $r=0$ также за конечный интервал собственного времени. Внеш. наблюдатель этого не увидит никогда.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Хокинг С., Эллис Дж., Крупномасштабная структура пространства-времени, пер. с англ., М., 1977.

А. А. Старобинский.

ШВИ́НГЕРА УРАВНЕ́НИЯ функциональные — система ур-ний для *Грина функций* в квантовой теории поля. Предложена Ю. Швингером (J. Schwinger) в 1951. Для получения Ш. у. вводят классич. источники внеш. полей. Напр., в квантовой электродинамике частиц со спином $^1/_2$ в простейшем варианте достаточно ввести в лагранжиан взаимодействие квантованного поля фотонов $A^{\mu}(x)$ с источником внеш. эл.-магн. поля $J_{\mu}(x)$ в мин. форме — $J_{\mu}A^{\mu}$. За счёт этого возникает возможность путём функционального варьирования по классич. источнику $J_{\mu}(x)$ получать ф-ции Грина с большим числом фотонных концов. *Матрица рассеяния* становится функционалом $S[J]$ источника. Удобно также ввести ср. наблюдаемое значение оператора фотонного поля (с учётом квантовых поправок):

$$\mathscr{A}^{\mu}(x)=\frac{1}{S_0[J]}\langle 0|T\{A^{\mu}(x)S[J]\}|0\rangle=i\,\frac{\delta\ln S_0[J]}{\delta J_{\mu}(x)};$$
$$S_0[J]\equiv\langle 0|S[J]|0\rangle,\quad \mu=0,\,1,\,2,\,3,$$

где $\langle 0|\ldots|0\rangle$ — ср. значение операторов по состояниям вакуума в представлении взаимодействия, символ T обозначает хронологич. упорядочение операторов (см. *Хронологическое произведение*), $\delta/\delta J_{\mu}(x)$ — вариац. производная.

В итоге для двухточечной фермионной ф-ции Грина

$$G(x,y|J)=-\frac{i}{S_0[J]}\langle 0|T\{\psi(x)\bar{\psi}(y)S[J]\}|0\rangle,$$

где $\psi(x)$ — спинорный оператор фермионного (электрон-позитронного) поля, а черта над оператором означает дираковское сопряжение, имеем ур-ние типа ур-ния Дирака: